

SPEKTROSKOPI RESOLUSI TINGGI PADA ATOM RUBIDIUM MENGUNAKAN LASER DIODA

Ferdy S. Rondonuwu

Jurusan Fisika, Fakultas Sains dan Matematika,
Universitas Kristen Satya Wacana

Jl. Diponegoro 52-60 Salatiga, E-mail: ferdy@uksw.ac-id.net

INTISARI

Dipaparkan rancangan eksperimen sederhana untuk mempelajari struktur hiperhalus dari atom rubidium dengan menggunakan laser dioda. Rancangan tersebut didasarkan pada teknik eksitasi kecepatan terpilih dari pelebaran Doppler (spektroskopi saturasi). Komponen-komponen hiperhalus dari transisi $5p^2P_{3/2} \rightarrow 5s^2P_{1/2}$ untuk kedua isotop ^{85}Rb and ^{87}Rb dapat terpisahkan dan terlabelkan.

Kata Kunci : Struktur hiperhalus, Laser dioda.

USING DIODE LASER FOR HIGH RESOLUTION SPECTROSCOPY IN RUBIDIUM ATOM

Ferdy S. Rondonuwu

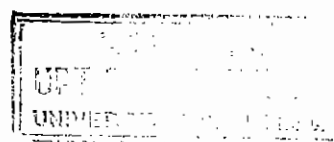
Physics Department, Faculty of Science and Mathematics,
Satya Wacana Christian University

Jl. Diponegoro 52-60 Salatiga, E-mail: ferdy@uksw.ac-id.net

ABSTRACT

Simple experimental design for studies of hyperfine structure in rubidium atom using diode laser is described. The design is based on velocity-selective excitations of Doppler broadened (saturation spectroscopy). The hyperfine components of transitions $5p^2P_{3/2} \rightarrow 5s^2P_{1/2}$ for both isotopes ^{85}Rb and ^{87}Rb were resolved and could be assigned.

Keywords : Hyperfine structure, Diode laser.



I. PENDAHULUAN

Saat ini diode laser telah tersedia secara komersial dengan harga yang relatif murah serta biaya operasional yang rendah. Diode laser seperti AlGaAs (SDL 5402 H1) 50 mW biasanya beroperasi pada multiragam dengan lebar pita beberapa puluh megahertz. Namun dengan teknik penstabilan menggunakan umpan balik kisi eksternal, laser tersebut telah mampu dioperasikan pada ragam tunggal dengan lebar pita kurang dari 1 MHz (Rondonuwu, 1998) atau bahkan beberapa puluh kHz (Arnold dkk., 1998; Ricci dkk., 1995). Penstabilan dengan cara ini memungkinkan pula laser tertala pada kisaran frekuensi beberapa GHz secara kontinu serta terhindar dari ragam loncat yang biasanya muncul saat dioda laser dioperasikan secara bebas. Penalaan seperti itu dihasilkan dengan mengubah orientasi kisi difraksi yang dipasangkan bersama laser dioda. Oleh karena karakteristik keluaran sangat tergantung pada arus suntikan dan temperatur operasional maka panjang gelombang keluaran dapat diakses dengan cara mengubah arus atau temperatur.

Kemajuan-kemajuan yang dicapai dalam laser dioda memberikan harapan besar dalam bidang spektroskopi. Laser dioda SDL 5402 H1 yang telah distabilkan penulis (Rondonuwu, 1998) dan yang dioperasikan pada panjang gelombang 780 nm digunakan sebagai sumber cahaya koheren untuk meneliti transisi antara keadaan dasar ($5s^2S_{1/2}$) dan keadaan eksitasi ($5p^2P_{3/2}$) pada kedua isotop ^{85}Rb dan ^{87}Rb . Transisi tersebut bersesuaian dengan panjang gelombang 780 nm yang cocok dengan sumber laser yang tersedia. Oleh karena lebar pita laser yang digunakan kurang dari 1 MHz dan jangkauan penalaan yang dapat dicapai adalah 5 GHz maka diharapkan laser ini dapat menampilkan pemisahan struktur hiperhalus yang terdapat pada tingkat-tingkat energi tersebut.

Teknik yang digunakan adalah spektroskopi saturasi bebas Doppler. Teknik ini didasarkan pada prinsip eksitasi kecepatan terpilih dari pelebaran Doppler terhadap transisi atomik (Demtroder, 1996). Dengan demikian resolusi spektralnya tidak akan terbatas pada pelebaran Doppler tetapi pada lebar *Lamb-dip*. Meskipun profil Doppler dari kedua transisi saling bertumpang tindih tetapi *lamb-dip* itu masih dapat dipisahkan dengan jelas. Spektroskopi saturasi

kadang-kadang disebut spektroskopi Lamb-dip yang diambil dari nama W.E. Lamb, orang yang berhasil menjelaskannya secara teoritis.

II. INTERAKSI ATOMIK

2.1. Interaksi spin-orbit elektron

Rampatan interaksi spin orbit atom berelektron tunggal pada atom berelektron banyak adalah (Mandl, 1992)

$$V_{so} = \frac{1}{2m^2c^2} \sum_{i=1}^Z \frac{1}{r_i} \frac{dV_i(r_i)}{dr_i} \mathbf{L}_i \cdot \mathbf{S}_i \quad (1)$$

dengan $V_i(r_i)$ adalah potensial yang dirasakan oleh elektron pada orbit ke i oleh elektron lain dan inti atom. \mathbf{L}_i dan \mathbf{S}_i masing-masing adalah operator momentum sudut dan spin dari elektron pada orbital ke i , m adalah massa elektron, e adalah muatan elektron dan r_i adalah jarak elektron ke i dari inti atom. Spin-orbit pada Pers. (1) harus ditambahkan pada Hamilton atomik sehingga

$$H_o(\mathbf{r}_1, \dots, \mathbf{r}_Z) = -\frac{\hbar^2}{2m} \sum_{i=1}^Z \nabla_i^2 + \sum_{i=1}^Z \frac{-Ze^2}{4\pi\epsilon_0 r_i} + \sum_{i=1, i < j}^Z \frac{e^2}{4\pi\epsilon_0 |\mathbf{r}_i - \mathbf{r}_j|} \quad (2)$$

Suku pertama menunjukkan energi kinetik, suku kedua merupakan energi potensial individu sedangkan suku ketiga merupakan energi elektrostatis antar elektron. L dan S adalah *good quantum number* untuk Hamiltonian ini sehingga kita dapat menuliskan tingkat energi dari H_o sebagai $E_o(\lambda LS)$, dengan λ adalah parameter yang diperlukan untuk menyatakan tingkatan energi tersebut. Tingkat energi ini memiliki degenerasi $(2L+1)(2S+1)$ karena jangkauan bilangan kuantum magnetik untuk L dan S masing-masing $M_L = L, L-1, \dots, -L$ dan $M_S = S, S-1, \dots, -S$. Jika interaksi spin-orbit adalah kecil dibandingkan dengan interaksi elektrostatis, yaitu jika interaksi ini kecil dibandingkan pemisahan tingkat energi antara multiplet-multiplet yang berbeda, maka interaksi spin-orbit ini dapat dianggap sebagai gangguan (*perturbation*) dari H_o . Untuk atom berukuran kecil atau menengah, anggapan ini dapat dibenarkan. Untuk memanfaatkan teori gangguan diperlukan kombinasi linier

yang tepat untuk swafungsi degenerasi orde nol $|\lambda LSM_L M_S\rangle$. Untuk atom hidrogen diperoleh bahwa kombinasi linier berupa swafungsi $nlsjm$ dari j^2 dan j_z . Untuk kasus atom berukuran kecil atau medium, kombinasi linier swafungsi orde nol mirip dengan swafungsi $|\lambda LSJM\rangle$ dari J^2 dan J_z , dengan $J = L + S$ dan J dan M adalah bilangan kuantum yang diasosiasikan dengan J^2 dan J_z . Interaksi spin-orbit pada Pers.(1) menyebabkan tingkat energi $E_o(\lambda LS)$ bergeser (*shifting*) dan terpecah (*splitting*) yang diberikan oleh (Mandl, 1992)

$$\Delta E_{FS}(\lambda LSJ) = A(\lambda LS)\langle \lambda LSJM | V_{so} | \lambda LSJM \rangle \quad (3)$$

dengan

$$M = J, J-1, \dots, -J \quad J = L + S, L + S - 1, \dots, |L - S| \quad (4)$$

Penyelesaian Pers. (3) diberikan oleh

$$\Delta E_{FS}(\lambda LSJ) = \xi(\lambda LS)\langle \lambda LSJM | \mathbf{L} \cdot \mathbf{S} | \lambda LSJM \rangle \quad (5)$$

$\xi(\lambda LS)$ adalah konstanta multiplet yang tidak tergantung pada J dan M .

Dengan $\mathbf{L} \cdot \mathbf{S} = \frac{1}{2}(J^2 - L^2 - S^2)$ maka Pers. (5) menghasilkan struktur halus dari tingkat energi $E_o(\lambda LS)$ sebagai

$$\Delta E_{FS}(\lambda LSJ) = \frac{1}{2} \xi(\lambda LS)[J(J+1) - L(L+1) - S(S+1)] \quad (6)$$

Setiap multiplet J pecah menjadi $(2S+1)$ komponen untuk $S \leq L$ atau menjadi $(2L+1)$ komponen jika $L \leq S$. Selisih tingkat energi antara dua komponen multiplet yang berdekatan adalah

$$\Delta_J = \Delta_{FS}(\lambda LSJ) - \Delta_{FS}(\lambda LS(J-1)) = \xi(\lambda LS)J \quad (7)$$

Hasil dengan $\Delta_J \propto J$ tidak lain adalah kaidah interval Lande. Dari Pers.

(7) terlihat bahwa $\frac{\Delta_J}{\Delta_{J-1}} = \frac{J}{J-1}$ yang memungkinkan untuk menentukan J dari data eksperimental melalui spektroskopi struktur halus.

2.2. Interaksi elektron - inti atom

Interaksi elektrostatis antara inti atom dan elektron yang mengelilinginya merupakan bagian yang penting terhadap munculnya struktur

hiperhalus (*hyperfine structure*). Energi total hasil interaksi antara proton yang bermuatan q_p dalam inti dan medan yang dihasilkan oleh elektron yang bermuatan q_e pada posisi \mathbf{x}_e adalah (Jackson, 1975)

$$W = \sum_p \sum_e \frac{q_p q_e}{|\mathbf{x}_p - \mathbf{x}_e|} \quad (8)$$

atau

$$W = \iint \frac{\rho(\mathbf{x}_n) \rho(\mathbf{x}_e)}{|\mathbf{x}_n - \mathbf{x}_e|} d^3x_n d^3x_e \quad (9)$$

dengan $\rho(\mathbf{x}_e)$ adalah distribusi muatan elektron, sedangkan $\rho(\mathbf{x}_n)$ adalah distribusi muatan pada inti atom. Untuk distribusi muatan inti $\rho_n(\mathbf{x})$ yang berada dalam potensial $\Phi(\mathbf{x})$ yang ditimbulkan oleh elektron, energi elektrostatis sistem dapat ditulis menjadi

$$W = \int \rho_n(\mathbf{x}) \Phi(\mathbf{x}) d^3x \quad (10)$$

Potensial $\Phi(\mathbf{x})$ berubah secara perlahan terhadap \mathbf{x} sehingga dapat diekspansikan dalam deret Taylor di sekitar $\mathbf{x} = 0$ yaitu

$$\Phi(\mathbf{x}) = \Phi(0) + \mathbf{x} \cdot \nabla \Phi(0) + \frac{1}{2} \sum_i \sum_j x_i x_j \frac{\partial^2 \Phi}{\partial x_i \partial x_j}(0) + \dots \quad (11)$$

Oleh karena $\mathbf{E} = -\nabla \Phi$ dan $\nabla \cdot \mathbf{E} = 0$ untuk medan luar maka $\Phi(\mathbf{x})$ dapat ditulis kembali sebagai

$$\Phi(\mathbf{x}) = \Phi(0) + \mathbf{x} \cdot \mathbf{E}(0) - \frac{1}{6} \sum_i \sum_j (3x_i x_j - r^2 \delta_{ij}) \frac{\partial^2 \Phi}{\partial x_i \partial x_j}(0) + \dots \quad (12)$$

Jika persamaan ini disubstitusikan pada Pers. (10) maka diperoleh energi interaksi^[6]

$$W = q\Phi(0) - \mathbf{p} \cdot \mathbf{E}(0) - \frac{1}{6} \sum_i \sum_j Q_{ij} \frac{\partial^2 \Phi}{\partial x_i \partial x_j}(0) + \dots \quad (13)$$

Ekspansi ini menunjukkan interaksi multipol dengan medan luar. Suku pertama adalah muatan q dengan potensial Φ , suku kedua adalah dipol \mathbf{p} dengan medan listrik \mathbf{E} , suku ketiga adalah kuadrupol Q_{ij} dengan gradien medan $\frac{\partial^2 \Phi}{\partial x_i \partial x_j}$, dan seterusnya. Secara umum interaksi elektrostatis dari inti

dengan elektron yang mengelilinginya dapat dinyatakan dalam bentuk sederhana sebagai ekspansi multipol (Rao dkk., 1998)

$$H = \sum T(n)^k \cdot T(e)^k \quad (14)$$

dengan $T(n)^k$ adalah operator tensor dari multipol inti yang mempunyai rank k dan $T(e)^k$ adalah tensor distribusi elektronik yang mempunyai rank k .

Monopol ($k = 0$) menyatakan interaksi Coulomb antara elektron dan distribusi muatan inti. Interaksi ini menimbulkan pergeseran yang sama untuk semua konfigurasi tingkat energi. Untuk isotop yang berbeda dari elemen tertentu, pergeseran ini berbeda-beda pula sehingga menghasilkan apa yang disebut pergeseran isotop (*isotop shift*). Suku dengan $k = 1$ berhubungan dengan dipol magnetik. Suku dengan $k = 2$ berhubungan dengan kuadrupol listrik. Untuk k yang lebih besar biasanya diabaikan karena sangat kecil dibandingkan dengan $k = 1$ dan $k = 2$. Suku-suku yang lebih besar dari $k = 2$ ini memerlukan teknik pengukuran dengan ketelitian ultra tinggi sehingga tidak akan dibahas disini.

2.2.1. Dipol magnetik

Suku $k = 1$ berhubungan dengan interaksi antara momen dipol magnetik inti μ_I dan magnetik hiperhalus hasil induksi elektron pada inti $H_J(0)$. Interaksi Hamiltonian dapat ditulis sebagai perkalian skalar dari tensor inti dengan tensor elektronik masing-masing dengan rank $k = 1$ yaitu (Rao dkk., 1998)

$$H_{M1} = -\mu_I \cdot H_J(0) \quad (15)$$

Interaksi ini menyebabkan pergeseran tingkat energi atom sebesar

$$\Delta E = -\mu_I \cdot H_J(0) \quad (16)$$

Arah dari $H_J(0)$ diberikan oleh momentum angular total dari elektron atomik J . Arah dari $H_J(0)$ berlawanan dengan arah J karena elektron bermuatan negatif. Momen magnetik inti μ_I diberikan oleh

$$\mu_I = \mu_n g_I \mathbf{I} = \frac{\mu_I}{|I|} \mathbf{I} \quad (17)$$

dengan μ_n adalah magneton inti dan g_I adalah faktor Lande untuk inti.

Tingkat energi dengan momentum sudut total \mathbf{J} akan terpecah menurut harga $\mathbf{I} \cdot \mathbf{J}$ yang terkuantisasi. Sama seperti interaksi spin orbit, \mathbf{J} dan \mathbf{I} terkopel bersama menghasilkan momentum sudut total yang diberi simbol \mathbf{F} sedemikian sehingga

$$\mathbf{F} = \mathbf{I} + \mathbf{J} \quad (18)$$

Tingkat-tingkat atomik \mathbf{J} pecah menjadi sejumlah sub tingkat untuk semua nilai yang mungkin sedemikian sehingga

$$J - I \leq F \leq J + I \quad (19)$$

Karena $\mathbf{I} \cdot \mathbf{J} = \frac{1}{2}(\mathbf{F}^2 - \mathbf{J}^2 - \mathbf{I}^2)$ maka Pers. (16) dapat ditulis sebagai

$$\Delta E = -\frac{\mu_I H_J(0)}{|I||J|}(\mathbf{I} \cdot \mathbf{J}) = A \mathbf{I} \cdot \mathbf{J} = \frac{1}{2} A(\mathbf{F}^2 - \mathbf{J}^2 - \mathbf{I}^2) \quad (20)$$

Disini telah digunakan simbol A yang dalam satuan frekuensi ditulis sebagai

$$A = -\frac{\mu_I H_J(0)}{h|I||J|} \quad (21)$$

Jika spin inti adalah setengah bulat, misalnya $I = \frac{1}{2}$, F akan mempunyai nilai $(J - \frac{1}{2})$ dan $(J + \frac{1}{2})$. Jika spin inti adalah bulat, katakanlah $I = 1$, F akan mempunyai nilai $(J - 1)$ dan $(J + 1)$ sehingga $J \geq 1$. Jika salah satu I atau J adalah nol, maka tidak ada pemecahan magnetik. Kontribusi energi karena interaksi dipol magnetik adalah

$$E_{MI} = \frac{1}{2} Ah[F(F+1) - I(I+1) - J(J+1)] \quad I \geq 1/2, \quad J \geq 1/2 \quad (22)$$

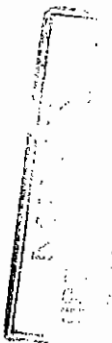
Momentum sudut total F dapat mempunyai nilai

$$F = I + J, I + J - 1, \dots, |I - J| \quad (23)$$

Jumlah komponen-komponen hiperhalus adalah $2J + 1$ untuk $I \geq J$ dan $2I + 1$ untuk $I < J$

2.2.2. Kuadрупol listrik

Suku dengan $k = 2$ adalah akibat interaksi kuadрупol elektrik dari inti Q_I dan gradien medan elektrik $q_A(0)$ yang dihasilkan pada tapak inti akibat muatan-



muatan eksternalnya. Interaksi Hamiltonian adalah perkalian skalar dari tensor rank 2 yaitu^[7]

$$\mathbf{H}_{E2} = \mathbf{Q}_I \cdot \mathbf{q}_J (0) \quad (24)$$

Untuk elemen-elemen matriks diagonal terhadap I dan J , Pers. (24) menghasilkan pergeseran tingkat energi atom menjadi

$$\Delta E = \frac{hB[(3I \cdot J)^2 + \frac{1}{2}(I \cdot J) - I^2 \cdot J^2]}{2I(2I-1)J(2J-1)} \quad (25)$$

dengan konstanta kopling kuadrapol listrik B diberikan oleh

$$B = \frac{e^2 Q_I q_J (0)}{h} \quad (26)$$

Kontribusi energi karena interaksi kuadrapol dapat ditulis menjadi

$$E_{E2} = \frac{hB}{4} \frac{\frac{3}{2}k(k+1) - 2I(I+1)J(J+1)}{I(2I-1)J(2J-1)} \quad I > 1, \quad J \geq 1 \quad (27)$$

Telah digunakan simbol k untuk $k = F(F+1) - I(I+1) - J(J+1)$. Hendaknya simbol k ini tidak dibingungkan dengan simbol k yang digunakan pada Pers. (14).

Energi hiperhalus total E_{hfs} dari atom bebas adalah jumlahan energi interaksi dipol magnetik (Pers. (20)) dan energi interaksi kuadrapol listrik (Pers. (25)), menghasilkan persamaan Casimir yang terkenal^[7]

$$E_{hfs} = \frac{hAk}{2} + \frac{hB}{4} \frac{\frac{3}{2}k(k+1) - 2I(I+1)J(J+1)}{I(2I-1)J(2J-1)} \quad (28)$$

Jelas bahwa interaksi hiperhalus tergantung pada sifat-sifat inti dan sifat-sifat atomik dari atom yang bersangkutan

III. PERHITUNGAN STRUKTUR HIPERHALUS PADA ATOM Rb

Nilai-nilai dari hasil pengukuran dengan teknik yang berbeda untuk spin inti (I), momen dipol magnetik (μ), dan kuadrapol listrik (q) dari kedua isotop atom rubidium adalah^[7]:

$$^{85}\text{Rb} : I = 5/2, \quad \mu = +1,353\mu_n, \quad q = +0,273 \text{ barn}$$

$$^{87}\text{Rb} : I = 3/2, \mu = +2,751\mu_n, q = +0,132 \text{ barn}$$

dengan μ_n adalah magneton inti.

3.1. Perhitungan untuk atom ^{85}Rb

Keadaan dasar $5s^2S_{1/2}$ mempunyai $J = 1/2$, $I = 5/2$ dan $A = 1011,91$ MHz ^[7]. Keadaan dasar itu terpecah berdasarkan Pers. (19) menjadi dua keadaan yaitu $F = 2, 3$. Tidak ada interaksi kuadropol karena $J < 1$. Pemisahan energi untuk kedua keadaan ini menurut Pers. (22) adalah $\delta E_{MI} = E_{MI}(F=3) - E_{MI}(F=2) = 3036$ MHz.

Keadaan eksitasi $5p^2P_{3/2}$ mempunyai $J = 3/2$, $I = 5/2$ dan $A = 25,01$ Mhz dan $B = 25,88$ MHz ^[7]. Keadaan eksitasi ini terpecah berdasarkan Pers. (19) menjadi empat keadaan yaitu $F = 1, 2, 3, 4$. Pemisahan energi dari tingkat-tingkat ini karena interaksi dipol magnetik dan kuadropol listrik berdasarkan persamaan Casimir (Pers. (28)) adalah

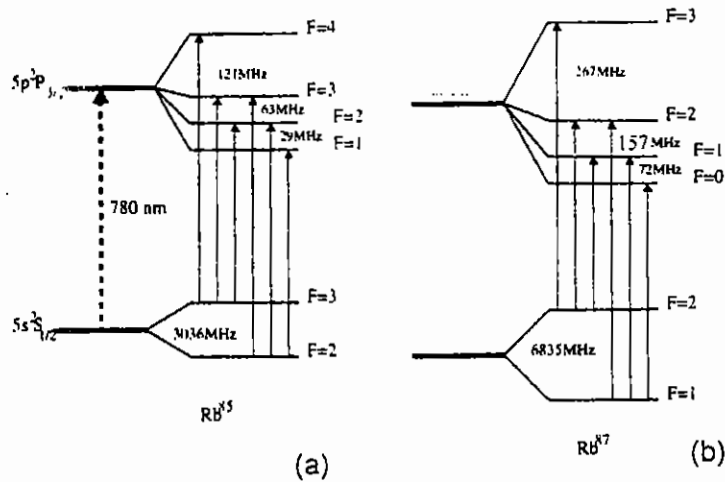
$$\delta E_{hfs} = E_{hfs}(F=1) - E_{hfs}(F=2) = 29,3 \text{ MHz}$$

$$\delta E_{hfs} = E_{hfs}(F=2) - E_{hfs}(F=3) = 63,4 \text{ MHz}$$

$$\delta E_{hfs} = E_{hfs}(F=3) - E_{hfs}(F=4) = 120,74 \text{ Mhz}$$

Secara skematis, tingkat-tingkat energi keadaan dasar dan eksitasi tersebut ditunjukkan pada gambar 1(a). Pada gambar yang sama, ditunjukkan pula transisi-transisi yang mungkin berdasarkan kaidah seleksi $\Delta F = 0, \pm 1$.





Gambar 1. Diagram tingkat-tingkat tenaga dengan struktur hyperhalus untuk (a) ^{85}Rb dan (b) ^{87}Rb beserta transisi yang mungkin berdasarkan kaidah seleksi $\Delta F = 0, \pm 1$. Tidak dalam skala yang sebenarnya.

3.2. Perhitungan untuk atom ^{87}Rb

Keadaan dasar $5s^2S_{1/2}$ mempunyai $J = 1/2$, $I = 3/2$ dan $A = 3417,34$ MHz^[7]. Keadaan dasar itu terpecah berdasarkan Pers. (19) menjadi dua keadaan yaitu $F = 1, 2$. Tidak ada interaksi kuadropol karena $J < 1$. Pemisahan energi untuk kedua keadaan ini menurut Pers. (22) adalah $\delta E_{M1} = E_{M1}(F=2) - E_{M1}(F=1) = 6834,7$ MHz.

Keadaan eksitasi $5p^2P_{3/2}$ mempunyai $J = 3/2$, $I = 3/2$ dan $A = 84,8$ Mhz dan $B = 12,52$ MHz^[7]. Keadaan eksitasi ini terpecah berdasarkan Pers. (19) menjadi empat keadaan yaitu $F = 0, 1, 2, 3$. Pemisahan energi dari tingkat-tingkat ini karena interaksi dipol magnetik dan kuadropol listrik berdasarkan persamaan Casimir (Pers. (28)) adalah

$$\delta E_{hfs} = E_{hfs}(F=0) - E_{hfs}(F=1) = 72,33 \text{ MHz}$$

$$\delta E_{hfs} = E_{hfs}(F=1) - E_{hfs}(F=2) = 157,17 \text{ MHz}$$

$$\delta E_{hfs} = E_{hfs}(F=2) - E_{hfs}(F=3) = 267,06 \text{ Mhz}$$

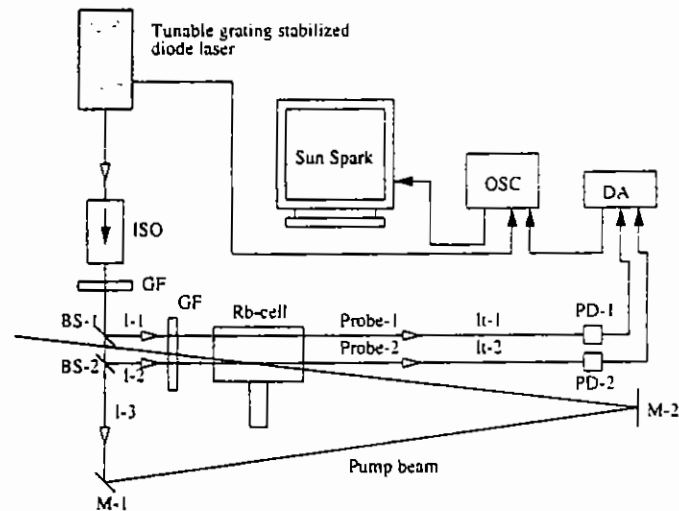
Secara skematis, tingkat-tingkat energi keadaan dasar dan eksitasi tersebut ditunjukkan pada gambar 1(b). Pada gambar yang sama, ditunjukkan pula transisi-transisi yang mungkin berdasarkan kaidah seleksi $\Delta F = 0, \pm 1$.

Jika dibandingkan antara pemisahan struktur hiperhalus pada tingkat eksitasi $5p^2P_{3/2}$ dengan pelebaran Doppler pada suhu kamar (~ 550 Mhz) maka pemisahan tersebut relatif kecil. Dengan demikian spektrum hiperhalus tidak dapat teramati tanpa bebas dari pelebaran Doppler.

IV. EKSPERIMENTAL

4.1. Rancangan Eksperimen

Gambar 2 menunjukkan rancangan optika yang mungkin dari spektroskopi saturasi. Berkas keluaran dari laser tertala berpita sempit yang daya keluarannya 30 mW dipecah oleh dua pemecah berkas BS-1 dan BS-2 masing-masing berintensitas I-1 dan I-2. Telah digunakan lempeng kaca mikroskop sebagai pemecah berkas tersebut. Oleh karena intensitas pantulan dari pemecah berkas ini hanya sekitar 8% maka intensitas I-1 dan I-2 dapat dianggap sama besar. Berkas-berkas ini diarahkan sejajar melewati sel yang berisi atom Rb dan berfungsi sebagai berkas-berkas pendeteksi (*probe beam*). Intensitas sisa serapan dari berkas-berkas ini, setelah melewati sel Rb, akan dideteksi oleh fotodetektor-fotodetektor PD-1 dan PD-2 yang dirangkai dengan sistem penguat differensial (DA). Data keluaran ini dapat ditampilkan pada osiloskop (OSC) penyimpan. Data dapat ditransmisikan dari osiloskop ke komputer dengan perangkat antar muka sehingga dapat dianalisis lebih lanjut. Intensitas transmisi I-3 dari pemecah berkas BS-2 diarahkan sedemikian sehingga melewati sel Rb dari arah yang berlawanan dan hampir tumpang tindih dengan berkas I-2. Berkas I-3 ini mempunyai daya yang relatif lebih besar dibandingkan dengan berkas-berkas I-1 dan I-2 dan berfungsi sebagai berkas pemompa optik. Biasanya daya yang digunakan dalam rancangan percobaan seperti ini hanya beberapa ratus μ W untuk berkas pemompa dan beberapa μ W untuk berkas pendeteksi. Oleh sebab itu daya keluaran dari laser dioda masih harus dilemahkan dengan menggunakan filter buram (GF) sampai dayanya turun pada level yang diinginkan.



Gambar 2. Skema diagram spektroskopi saturasi. ISO = isolator optik; BS = plat kaca sebagai pemecah berkas; GF = filter peredam; M = cermin; OSC = osiloskop penyimpan; I = berkas laser; It = berkas laser transmisi.

Laser dioda sangat sensitif terhadap pantulan-pantulan berkasnya yang berasal dari elemen-elemen optik yang digunakan. Itu sebabnya isolator optik (ISO) dipasang di depan keluaran laser dioda. Isolator ini hanya mentransmisikan berkas pada arah maju dan melarang transmisi pada arah balik.

Sel Rb yang terbuat dari pyrex dengan diameter 1 cm, panjang 4cm. Sel ini terdiri dari dua bagian yang dihubungkan secara terbuka yaitu ruangan sel bagian atas dan bawah. Sel tersebut dievakuasi sampai tekanannya menjadi 10^{-6} Torr kemudian diisi dengan beberapa gram isotop Rb (72,15% ^{85}Rb dan 27,85% ^{87}Rb). Gumpalan Rb yang terkondensasi diletakkan pada ruangan bagian bawah. Jika temperatur sel dinaikan sedikit di atas temperatur ruangan maka Rb akan menguap menjadi gas sehingga menempati ruangan sel bagian atas.

4.2. Eksperimen

Sel Rb dipanaskan sampai sekitar 50°C . Biasanya pada suhu ini Rb mulai menguap. Ruangan bagian atas dipanaskan dengan temperatur sedikit

lebih tinggi dibandingkan dengan ruangan bagian bawah untuk menghindari kondensasi pada jendela masukan di ujung-ujung sel.

Laser dioda dioperasikan pada panjang gelombang sekitar 780 nm dengan cara mengubah arus injeksi dan temperatur operasional. Fine tuning selanjutnya dapat dilakukan dengan mengubah orientasi hologram kisi difraksi. Daya keluaran laser dioda berkisar beberapa puluh mW. Daya ini masih terlampau besar untuk absorpsi Rb sehingga masih perlu dilemahkan. Dengan menggunakan filter peredam, daya ini dapat diatenuasi sampai beberapa ratus μW yang cukup untuk berkas pemompa. Berkas pemompa I-3 yang digunakan adalah 200 μW sedangkan berkas pendeteksi I-1 dan I-2 adalah 4 μW . Daya tersebut jauh lebih kecil dari daya keluaran laser.

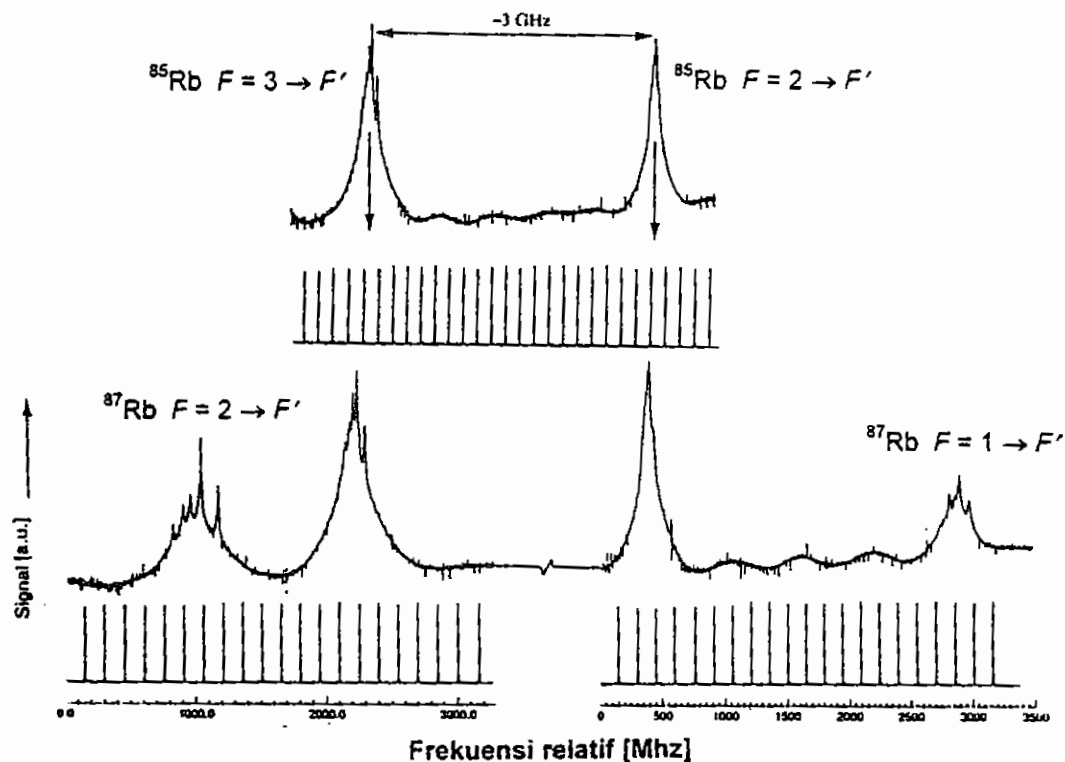
Mula-mula berkas pemompa I-3 dan berkas I-1 ditutup sehingga tidak melewati sel Rb. Hanya berkas I-2 yang melewati sel dengan intensitas transmisi It-2 dan mencapai detektor. Laser di tala disekitar 780 nm pada jangkauan 3 GHz secara berulang-ulang dengan periode 20 milidetik. Pada periode ini, signal profil serapan Doppler mulai teramati pada osiloskop. Tinggi signal pada osiloskop akan semakin rendah jika laser mendekati frekuensi resonansi dari tingkat-tingkat energi atomik. Jika berkas pemompa dibuka maka atom-atom hampir seluruhnya dieksitasikan oleh berkas ini. Pada saat frekuensi laser tepat bersesuaian dengan tingkat energi hiperhalus maka intensitas berkas yang masuk pada detektor PD-2 akan meningkat akibat absorpsi atomik didominasi oleh berkas pemompa. Hal ini ditunjukkan dengan munculnya beberapa *dip* pada signal yang melukiskan profil Doppler tersebut. Latar belakang Doppler ini dapat dihilangkan dengan mendeteksi berkas transmisi It-2 dengan menggunakan penguat differensial.

Spektrum keluaran laser dioda diukur secara teripisah dengan menggunakan interferometer Fabry-Perot (Etalon) berjangkauan bebas spektral (*free spectral range*) $\text{FSR} = 125$. Spektrum ini digunakan sebagai alat ukur jarak spektral spektrum hiperhalus.

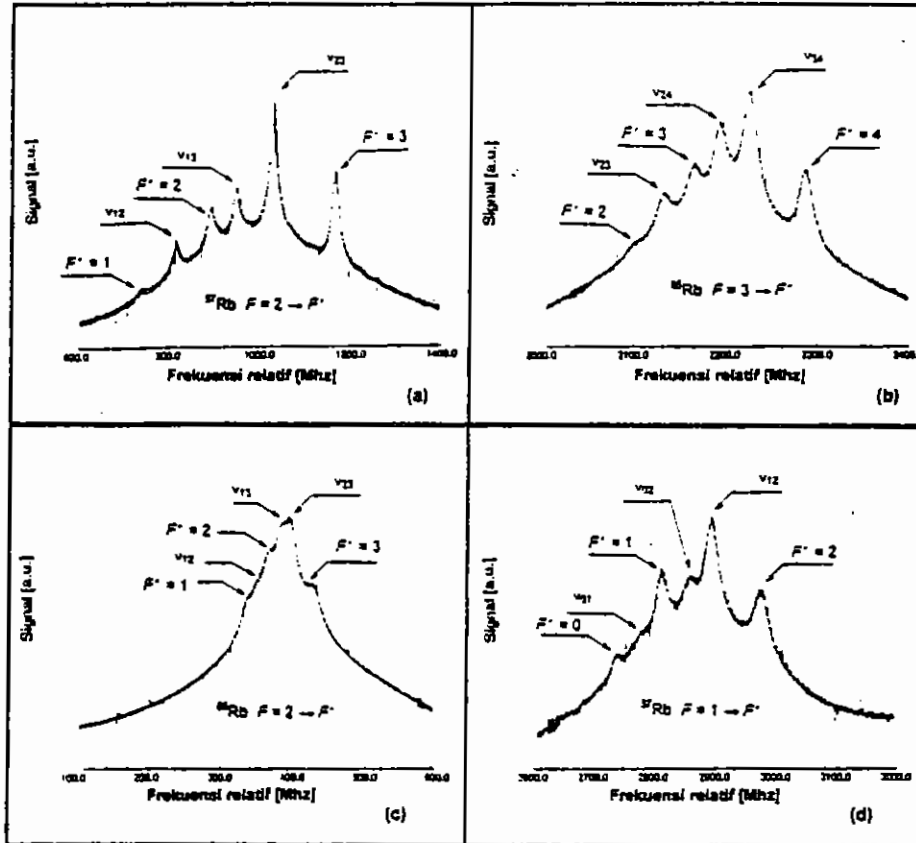
V. HASIL DAN ANALISIS

5.1. Spektrum Rubidium disekitar 780 nm

Spektrum lengkap transisi $5p^2P_{3/2} \rightarrow 5s^2P_{1/2}$ dari kedua isotop ^{85}Rb dan ^{87}Rb terentang sekitar 8 GHz. Karena jangkauan penalaan kontinu maksimum dari laser yang digunakan hanya sekitar 5 GHz maka penalaan dibagi dalam tiga bagian seperti yang ditunjukkan pada gambar 3. Keluaran dari etalon berjangkauan bebas spektral 150 MHz ditampilkan di bawah grafik dan digunakan sebagai alat ukur pemisahan spektrum. Spektrum etalon ini diukur secara serentak bersama spektrum serapan. Secara rinci, keempat kelompok transisi pada gambar 3 diperbesar dan ditampilkan pada gambar 4a-d.



Gambar 3. Spektrum saturasi bebas Doppler dari ^{85}Rb dan ^{87}Rb . Spektrum dari etalon untuk pengukuran jarak spektral ditampilkan di bawah spektrum saturasi tersebut.



Gambar 4. Pembesaran dari spektrum yang ditampilkan pada gambar 3. (a) Untuk transisi $^{87}\text{Rb } F = 2 \rightarrow F'$. (b) $^{85}\text{Rb } F = 3 \rightarrow F'$. (c) $^{85}\text{Rb } F = 2 \rightarrow F'$. (d) $^{87}\text{Rb } F = 1 \rightarrow F'$

Untuk transisi atomik ω_1 dan ω_2 yang terletak berdekatan serta profil-profil Dopplernya saling tumpang tindih, akan ada resonansi tambahan dalam spektrum serapannya. Spektrum tambahan ini disebut signal *cross-over*. Signal ini terletak tepat ditengah-tengah frekuensi ω_1 dan ω_2 . Jadi $\omega_{co} = 1/2 (\omega_1 + \omega_2)$. Itu sebabnya dalam spektrum serapan akan teramati frekuensi ω_1 , ω_2 dan ω_{co} .

5.2. Penandaan spektrum

Gambar 3 menampilkan empat kelompok spektrum. Dua kelompok spektrum sebelah dalam terpisah sejauh ~ 3 GHz. Kelompok ini cocok dengan pemisahan energi keadaan dasar pada atom ^{85}Rb . Dua kelompok spektrum sebelah luar terpisah sejauh $\sim 6,8$ GHz yang bersesuaian dengan pemisahan keadaan dasar pada atom ^{87}Rb . Dengan membandingkan skema tingkat energi

pada gambar 4 (a) dan (b) maka kelompok spektrum berturut-turut mulai dari kiri pada gambar 3 adalah transisi $^{87}\text{Rb } F=2 \rightarrow F'=1, 2, 3$; $^{85}\text{Rb } F=3 \rightarrow F'=2, 3, 4$; $^{85}\text{Rb } F=2 \rightarrow F'=1, 2, 3$ dan $^{87}\text{Rb } F=1 \rightarrow F'=0, 1, 2$.

5.2.1. Penandaan spektrum hiperhalus untuk atom ^{87}Rb

Untuk transisi $F=2 \rightarrow F'=1, 2, 3$ diharapkan akan teramati tiga signal transisi yang sesungguhnya dan tiga signal *cross-over* seperti yang diperlihatkan pada gambar 4(a). Signal *cross-over* pertama adalah *crossing* antara transisi $F=2 \rightarrow F'=1$ dan $F=2 \rightarrow F'=2$. Signal ini ditandai dengan ν_{12} . Signal *cross-over* kedua berasal dari *crossing* antara transisi $F=2 \rightarrow F'=1$ dan $F=2 \rightarrow F'=3$ dan ditandai dengan ν_{13} . Signal *cross-over* yang terakhir berasal dari *crossing* antara $F=2 \rightarrow F'=2$ dan $F=2 \rightarrow F'=3$ yang ditandai dengan ν_{23} . Signal-signal *cross-over* ini selalu terletak tepat ditengah, diantara dua transisi pembangkitnya. Dengan demikian puncak-puncak di tepi kiri dan kanan adalah signal transisi sesungguhnya. Berdasarkan letak relatif aras tenaga pada perhitungan diatas maka tepi kiri adalah untuk $F'=1$. Sedangkan tepi kanan adalah untuk $F'=3$. Untuk $F'=3$ diharapkan berjarak sekitar 267 Mhz dari $F'=3$ atau sekitar 157 MHz dari $F'=1$. Letak ini bersesuaian dengan puncak ketiga dari kiri. Dengan demikian penandaan signal dari kiri berturut-turut adalah $F'=1$, ν_{12} , $F'=2$, ν_{13} , ν_{23} dan $F'=3$.

Untuk transisi $F=1 \rightarrow F'=0, 1, 2$ diharapkan akan teramati tiga signal transisi yang sesungguhnya dan tiga signal *cross-over* seperti yang diperlihatkan pada gambar 4(d). Signal *cross-over* pertama adalah *crossing* antara transisi $F=1 \rightarrow F'=0$ dan $F=1 \rightarrow F'=1$. Signal ini ditandai dengan ν_{01} . Signal *cross-over* kedua berasal dari *crossing* antara transisi $F=1 \rightarrow F'=0$ dan $F=1 \rightarrow F'=2$ dan ditandai dengan ν_{02} . Signal *cross-over* yang terakhir berasal dari *crossing* antara $F=1 \rightarrow F'=1$ dan $F=1 \rightarrow F'=2$ yang ditandai dengan ν_{12} . Berdasarkan letak relatif aras tenaga pada perhitungan diatas maka tepi kiri adalah untuk $F'=0$. Sedangkan tepi kanan adalah untuk $F'=2$. Untuk $F'=1$ diharapkan berjarak sekitar 157 Mhz dari $F'=2$ atau sekitar 72 MHz dari F'

= 0. Letak ini bersesuaian dengan puncak ketiga dari kiri. Dengan demikian penandaan signal dari kiri pada gambar 4 (d) berturut-turut adalah $F' = 0$, ν_{01} , $F' = 1$, ν_{02} , ν_{12} dan $F' = 2$.

5.2.2. Penandaan spektrum hiperhalus untuk atom ^{85}Rb

Analisis penandaan spektrum hiperhalus pada ^{85}Rb untuk kedua kelompok transisi $F = 3 \rightarrow F' = 2, 3, 4$ dan $F = 2 \rightarrow F' = 1, 2, 3$ adalah mirip dengan ^{87}Rb . Signal paling kiri ada gambar 4 (b) adalah untuk transisi $F = 3 \rightarrow F' = 2$. Puncak paling kanan adalah untuk transisi $F = 3 \rightarrow F' = 4$. Berdasarkan perhitungan transisi untuk $F = 3 \rightarrow F' = 3$ terletak sekitar 121 Mhz dari $F' = 4$ atau sekitar 63 Mhz dari $F' = 2$. Signal tersebut adalah puncak ketiga dari kiri. Signal-signal cross-over adalah ν_{23} , ν_{24} dan ν_{34} . Dengan demikian dari kiri ke kanan penandaan puncak-puncaknya adalah $F' = 2$, ν_{23} , $F' = 3$, ν_{24} , ν_{34} dan $F' = 4$.

Untuk transisi $F = 2 \rightarrow F' = 1, 2, 3$ lebih sulit dibedakan karena jarak pemisahan spektrum lebih kecil. Lagi pula ada tiga signal cross-over di antaranya yang kesemuanya saling berkonvolusi. Namun demikian letak relatif signal-signalnya masih dapat diamati yaitu dengan munculnya beberapa plato seperti yang ditunjukkan pada gambar 4 (c). Plato yang paling kiri adalah untuk transisi $F = 2 \rightarrow F' = 1$ dan paling kanan untuk transisi $F = 2 \rightarrow F' = 3$. Letak signal transisi $F = 2 \rightarrow F' = 2$ dapat ditentukan dari data perhitungan yaitu berjarak 29 MHz dari $F' = 1$ atau 63 MHz dari $F' = 3$. Letak itu ditandai dengan $F' = 2$. Signal-signal cross-over diperkirakan letaknya seperti yang ditunjukkan dengan tanda ν_{12} , ν_{13} dan ν_{23} .

VI. KESIMPULAN

Laser dioda tertala dan berpita sempit yang distabilkan dengan kisi difraksi dapat digunakan untuk mendeteksi garis-garis serapan melalui spektroskopi saturasi bebas Doppler. Dengan laser seperti itu, tingkat-tingkat energi hiperhalus dari transisi $5p^2P_{3/2} \rightarrow 5s^2P_{1/2}$ untuk kedua isotop ^{85}Rb dan ^{87}Rb dapat terpisahkan seluruhnya.

UCAPAN TERIMA KASIH

Penelitian yang dipaparkan pada artikel ini dilakukan di laser center Vrije Universiteit Amsterdam yang didanai oleh proyek FSM-UKSW/VUA. Melalui ini saya ingin mengucapkan terima kasih kepada semua pihak yang telah membantu saya selama penelitian berlangsung. Secara khusus saya berterima kasih kepada Prof. Dr. Wim Hogervorst yang telah memberi kesempatan untuk bekerja pada grup laser dan fisika atomik serta segala dukungan beliau selama penelitian. Tidak lupa juga terima kasih saya kepada Dr. Wim Vassen atas dukungannya yang penuh antusias saat memulai penelitian, diskusi-diskusi yang berharga dalam perencanaan dan evaluasi percobaan.

DAFTAR PUSTAKA

- Arnold, A.S., Wilson, J.S., Bushier, M.G., 1998, *Review of Scientific Instruments* 69 (3), 1236.
 Demtroder, W., 1996, *Laser Spectroscopy Basic Concept and Instrumentation* 2nd ed., Berlin, Springer Verlag, 444.
 Jackson, J.D., 1975, *Classical Electrodynamics* 2nd ed., New York, Wiley, 142.
 Mandl, F., 1992, *Quantum Mechanics*, New York, Wiley, 175.
 Rao, G.N., Reddy, M.N., Hecht, E., 1998, *Am. J. Phys* 66(8), 702.
 Ricci, L., Weidemuler, M., Esslinger, T., Hemmerich, A., Zimmermann, C., Vuletic, V., Konig, W., Hansch, T.W., 1995, *Optics Communications* 117, 541.
 Rondonuwu, F.S., 1998: Prosiding Pertemuan Ilmiah XVII HFIY, 12.

